Eine Untersuchung des Termschemas von ^{26}Si mit Hilfe der $^{24}Mg(^{3}He,n)^{26}Si$-Reaktion

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Karl Hugo M a i e r

aus Heidelberg

- Mai 1967 -

1. Referent: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. " : Prof. Dr. R. Honerjäger

Tag der mündl. Prüfung: 3. Juli 1967

Tag der Promotion: 13. Juli 1967

Eine Untersuchung des Termschemas von ^{26}Si mit Hilfe der $^{24}Mg(^{3}He,n)^{26}Si$-Reaktion

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Karl Hugo M a i e r

aus Heidelberg

- Mai 1967 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

I Zusammenfassung

II Einleitung

III Meßmethode

a) Beschleuniger und Strahl
b) Target und Detektorgeometrie
c) Elektronik

IV Messungen und Ergebnisse

a) Bestimmung der Q-Werte
b) Winkelverteilung

V Diskussion der Ergebnisse

1) Q-Werte
a) Vergleich mit anderen Messungen
b) Vergleich mit den Spiegelkernen
2) Winkelverteilungen

VI Schlußbemerkungen

I Zusammenfassung

Aus der Messung der Neutronenspektren der $^{24}Mg(^{3}He,n)^{26}Si$ Reaktion bei ^{3}He-Energien von ca. 5 MeV konnten die Energien des Grundzustandes und 7 angeregter Niveaus des ^{26}Si bestimmt werden. Ein Vergleich des ^{26}Si-Termschemas mit den bekannten analogen Zuständen der anderen beiden Mitglieder ^{26}Mg und ^{26}Al der isobaren Triade legt es nahe, im Grundzustand eine starke Paarkorrelation zwischen den beiden letzten Teilchen anzunehmen.

Die gemessene Winkelverteilung der Neutronen zum Grundzustand des ^{26}Si ist typisch für eine direkte Transferreaktion. Bei den angeregten Zuständen müssen andere Reaktionsmechanismen ähnlich stark zu den Übergängen beitragen.

II Einleitung

Bei Beginn dieser Arbeit lagen noch kaum Daten über die Kerne ^{26}Si, ^{30}S, ^{34}A und ^{42}Ti vor. Diese sollten daher in dieser Arbeit, die sich mit dem ^{26}Si befaßt, und in zwei Parallelarbeiten von Michaelsen (Mic 67) und Hagen (Hag 67) über die anderen drei Kerne untersucht werden. Diese Nuklide besitzen jeweils zwei Protonen mehr als Neutronen und können durch die 2 Protonen-Transferreaktion (^{3}He,n) an den selbstkonjugierten Kernen ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{32}S und ^{40}Ca erreicht werden. Andere Reaktionen kommen kaum in Frage. Dies ist der Grund, daß die Termschemata bisher sehr wenig studiert wurden, da erst seit etwa anderthalb Jahren hier und in wenigen anderen Laboratorien die experimentellen Voraussetzungen zur Untersuchung von (^{3}He,n)-Reaktionen gegeben sind. Benötigt wird ein ^{3}He-Strahl einer Energie > 4 MeV und ein Spektrometer für schnelle Neutronen mit einer Auflösung von wenigen Prozent. Außer uns begannen auch zwei andere Gruppen mit dem Studium dieser Reaktionen. Ihre Ergebnisse wurden vor kurzem publiziert (MilK 67, McMM 67); sie werden in V 1 a) mit unseren Resultaten verglichen.

Von der isobaren Triade ^{26}Mg, ^{26}Al und ^{26}Si sind die beiden ersten Kerne bereits gut bekannt (EndL 62). Die Bestimmung der Zustände des ^{26}Si liefert die noch fehlenden Glieder der Isospintripletts. Setzt man voraus, daß die Kernkräfte ladungsunabhängig sind und die Coulombwechselwirkung als Störung betrachtet werden kann, die die Wellenfunktionen nicht ändert, so kann man aus einem Vergleich der analogen Niveaus in den drei Kernen Schlüsse auf deren Struktur ziehen. Die zusammengehörigen Zustände in den drei Kernen unterscheiden sich lediglich durch die Coulombenergie. Diese kann sehr genau berechnet werden.

Die (^{3}He,n)-Reaktion gestattet es, nicht nur sonst schwer zugängliche Kerne zu untersuchen; sie unterliegt darüber hinaus sehr strengen Auswahlregeln, falls ein direkter 2 Protonen-Transfer der dominierende Reaktionsmechanismus ist. Bei einem $J^\pi = 0^+$, $T = 0$ Targetkern können nur Zustände mit $T = 1$ erreicht werden, deren Spin J_f und Parität π_f eindeutig durch den Bahndrehimpuls l, mit dem der 2 Protonen-Cluster eingefangen wird, zu $J_f = l$, $\pi_f = (-1)^l$ bestimmt ist (Gle 63, 65). Die Form der Winkelverteilung ist sehr typisch für jeden Wert von l, so daß aus einer Messung der Winkelverteilung allein alle Quantenzahlen des Endzustandes festgelegt werden können. Bei den hier erreichbaren ^{3}He-Energien von maximal 6 MeV ist es jedoch fraglich, ob wirklich in erster Linie eine direkte 2 Teilchen-Stripping-Reaktion vorliegt. Die Messungen sollten daher auch hierüber Aufschluß geben.

III Meßmethode und Apparatur

Die Messungen wurden mit dem Flugzeitspektrometer für schnelle Neutronen am 5.5 MeV van de Graaff-Beschleuniger des Sektors Kernphysik im Hahn-Meitner-Institut durchgeführt.

a) Beschleuniger und Strahl

Noch vor der Beschleunigung wird der Gleichstrom der $^3He^+$-Ionen aus der Ionenquelle durch ein elektrisches Wechselfeld über eine Lochblende gewedelt und so in ca. 10 nsec breite Impulse mit einer Folgefrequenz von 1 MHz zerhackt. Dieser gepulste Strahl wird beschleunigt; seine Energie wird in einem 90°-Ablenkmagneten definiert. Eine Strahlführung aus 2 magnetischen Quadrupollinsen und einem Schaltmagneten bringt den Strahl zum Kompressionssystem nach Mobley (Mob 63). Hier durchläuft er ein Ablenkplattenpaar und anschließend den 90°-Mobleymagneten (siehe Abb. 1). Eine 20 MHz Wechselspannung an den Platten lenkt die ersten Teilchen eines Impulses nach außen, die letzten nach innen ab. Der Magnet fokussiert den Strahl wieder auf das Target, wobei die Ionen Bahnen verschiedener Länge durchlaufen. Bei geeigneter Amplitude der Ablenkspannung komprimieren die entsprechenden Unterschiede in der Laufzeit den Strahl von 10 ns auf 1 ns Halbwertsdauer. Die Eigenschaften des Strahls am Target sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Tabelle 1: Eigenschaften des ^{3}He-Strahls am Mobley-Target

Energie der ^{3}He-Ionen	< 6,2 MeV
Energieschärfe	< ± 5 keV
Strahldurchmesser	< 15 mm
Winkelunschärfe	< ± 2,5° in der Meßebene
Strahlimpulsdauer	ca. 1 ns volle Halbwertsdauer
Folgefrequenz der Strahlimpulse	1 MHz
Strom	< 1 - 2,5 µA Gleichstrommittelwert

b) Target und Detektorgeometrie

Dem Gesamtaufbau liegt die Absicht zugrunde, möglichst wenig Material in der Nähe des Targets und der Detektoren zu haben, um den von gestreuten Neutronen herrührenden Untergrund möglichst klein zu halten. Entsprechend befinden sich Target und Detektoren 5 m über dem Fußboden, die nächstgelegene massive Wand ist 10 m entfernt. Die Targetschicht wird auf ein Tantalblech (ca. 0,25 mm x 32 mm Ø) aufgedampft. Diese Blechscheibe bildet den Abschluß eines 20 cm langen dünnwandigen (0,5 mm) Aluminiumfingers. Im Meßbereich von 0 bis 135° werden an der Targethalterung maximal 5 % der Neutronen gestreut, abgesehen von Winkeln, die weniger als 10° von der Targetebene abweichen. Die Targets werden gewobbelt und durch Anblasen mit Preßluft gekühlt.

Als Neutronendetektoren werden flüssige NE 213-Szintillatoren von 1" Dicke und 4" Durchmesser mit Photomultipliern XP 1040 verwendet; der Nachweis erfolgt über elastische n-p-Streuung. Auf jegliche Abschirmung gegen gestreute Neutronen wird bewußt verzichtet. Die Messungen werden mit 2 schwenkbaren und einem feststehenden Detektor durchgeführt. Die beiden schwenkbaren Detektoren befinden sich auf sehr leichten, fahrbaren Gestellen, so daß sie bei Entfernungen von 2 - 8 m vom Target einen Winkelbereich von 0 - 135° überstreichen können. Der feststehende Detektor dient als Monitor bei der Messung von Winkelverteilungen.

c) Elektronik

Ein Blockschaltbild der Apparatur zeigt Abb. 1. Ungefähr 30 cm vor dem Target induziert der Strahl in einem Durchschußröhrchen (R) ein Signal, das den Zeitpunkt definiert,

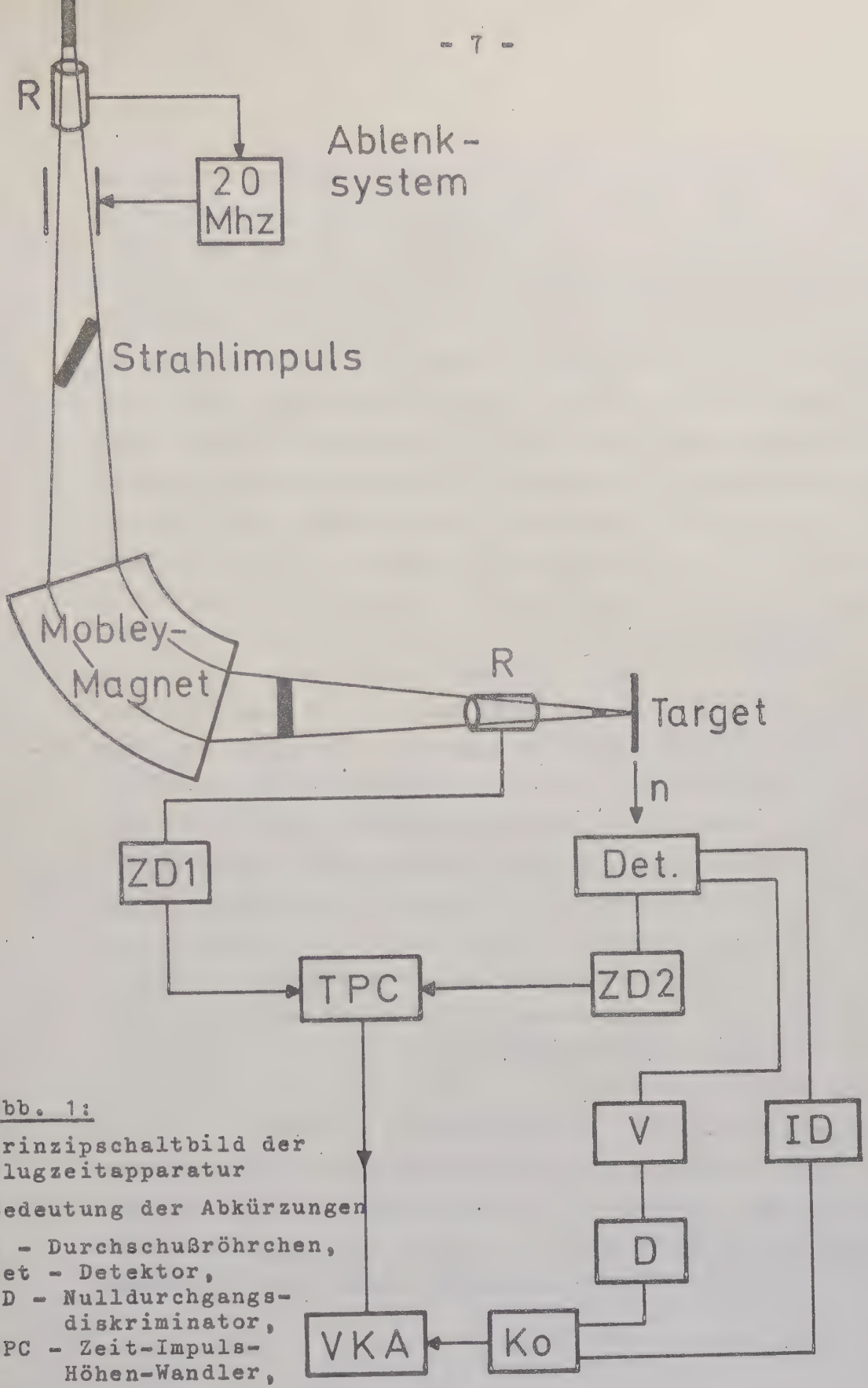

Abb. 1:

Prinzipschaltbild der Flugzeitapparatur

Bedeutung der Abkürzungen

R - Durchschußröhrchen,
Det - Detektor,
ZD - Nulldurchgangs-diskriminator,
TPC - Zeit-Impuls-Höhen-Wandler,
V - Verstärker,
D - Diskriminator, ID - Impulsformdiskriminator,
Ko - Koinzidenz, VKA - Impulshöhenanalysator

Nähere Erläuterungen im Text

zu dem er auf das Target trifft. Dieser Impuls wird in einem Nulldurchgangsdiskriminator (ZD1) (Con 67) geformt und auf den Start-Eingang eines Zeitimpulshöhenwandlers (TPC) gegeben. Ebenso wird die Zeitinformation der Detektorsignale (Det) durch einen Nulldurchgangsdiskriminator (ZD2) ausgewertet. Diese Schaltung (Con 67) zeigt fast keine Verschiebung des Signals in Abhängigkeit von der Impulshöhe, so daß die Apparatebreite der gesamten Anordnung stets kleiner als 2 nsec war, obwohl die Höhe der zugelassenen Impulse um einen Faktor 50 variieren konnte. Ein Impulsformdiskriminator (ID) bewirkt eine Unterdrückung des Untergrundes von γ-Strahlung um etwa einen Faktor 100, wobei fast keine Impulse, die von Rückstoßprotonen einer Energie > ca. 400 - 500 keV herrühren, verworfen werden (Rös 65). Die eigentliche maßgebliche Schwelle der Apparatur wird durch einen langsamen Kreis aus Verstärker (V) und Diskriminator (D) gesetzt. Sie wird üblicherweise auf etwa 500 - 700 keV Protonenenergie eingestellt, jedenfalls so hoch, daß sie immer oberhalb der normalen Schwankungen der Schwellen im Zeitkreis und in der Impulsformdiskrimination liegt. Gemessen wird sie mittels γ-Präparaten gegen bekannte Comptonkanten. Falls ein Detektorsignal über der Schwelle liegt und durch die Impulsformdiskrimination als Neutron interpretiert wird, spricht die Koinzidenzstufe (KO) an, und der zugehörige Ausgangsimpuls des Zeit-Impulshöhen-Wandlers wird zur Registrierung im Vielkanal-Impulshöhen-Analysator (VKA) zugelassen. Mit Ausnahme des Analysators sind praktisch alle elektronischen Geräte Eigenentwicklungen der Abteilung Elektronik des HMI.

IV Messungen und Ergebnisse

a) Bestimmung der Q-Werte

Die Q-Werte für die $^{24}Mg(^{3}He,n)$-Reaktion zu den verschiedenen Zuständen des ^{26}Si wurden vor allem aus einer Messung bei 6.200 ± 0.015 MeV ^{3}He-Energie bestimmt. Das Target bestand aus einer (50 ± 10) keV dicken ^{24}Mg-Schicht (Anreicherungsgrad > 99 %). Sie wurde aus einem Gemisch von MgO mit Tantalpulver als Reduktionsmittel auf eine 0,25 mm Wolframunterlage aufgedampft. Die Dicke wurde durch Wiegen bestimmt.

Neutronenspektren aus der $^{24}Mg(^{3}He,n)^{26}Si$-Reaktion wurden mit zwei Detektoren bei Flugstrecken von ca. 3 m und 3,5 m unter Winkeln von 0°, 30°, 60°, 90°, 105° und 135° aufgenommen. Ein typisches Flugzeitspektrum zeigt Abb. 2. Mit Ausnahme der Linie zum ersten angeregten Zustand, die in diesem speziellen Fall von Neutronen aus einer Kohlenstoff-Verunreinigung des Targets überdeckt wird, sind die Übergänge zum Grundzustand und zu den anderen 6 angeregten Niveaus deutlich erkennbar. Die n_0-Linie hat eine Energie von 5,5 MeV und eine durch die Zeitauflösung gegebene Halbwertsbreite von 200 keV; für die n_7-Linie bei 750 keV ist die Halbwertsbreite durch die Targetdicke zu 50 keV bestimmt.

Zur Eichung der Zeitskalen der beiden Flugzeitapparaturen maßen wir vor, während und nach den Messungen am Magnesium etwa je 25 Eichlinien aus den Reaktionen $^{12}C(^{3}He,n)^{14}O$ und $^{16}O(^{3}He,n)^{18}Ne$, deren Q-Werte weit besser als unsere Meßgenauigkeit bekannt sind. Um den gesamten Zeitbereich zu überdecken, wurden die Eichlinien bei verschiedenen Winkeln und Verzögerungen durch genau geeichte Kabel aufgenommen. Eine kubische Ausgleichsfunktion durch die Schwerpunkte der Eichlinien ergab für die beiden Apparaturen eine

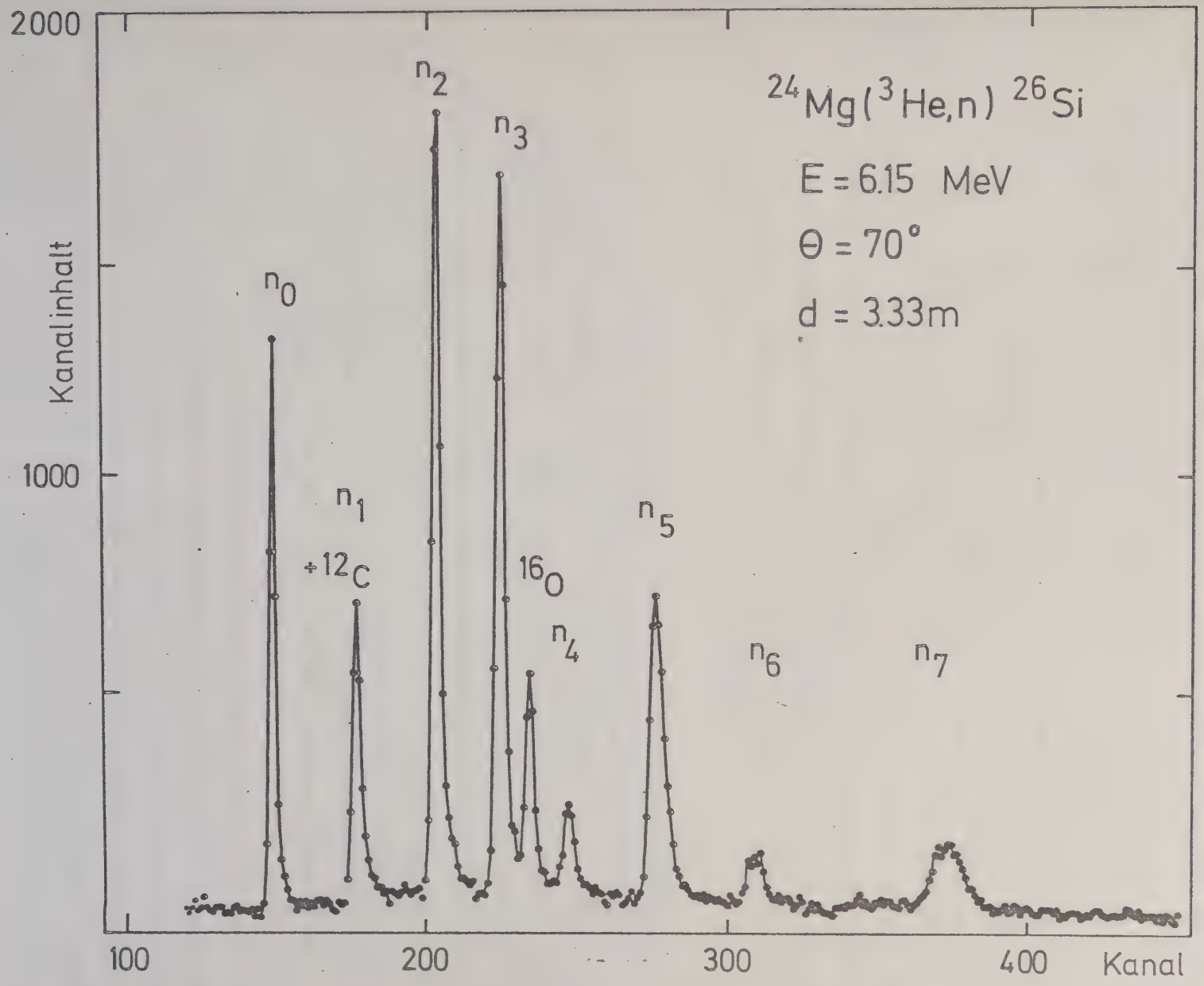

Abb. 2: Neutronen-Flugzeitspektrum der Reaktion $^{24}Mg(^{3}He,n)^{26}Si$
Die Flugzeit ist der Kanalzahl proportional.

mittlere quadratische Abweichung der Punkte von 0,4 ns bzw. 0,6 ns. Die Abweichung der kubischen Funktionen von einer Geraden war kleiner als 1 %. Die aus den 6 Einzelmessungen ermittelten Q-Werte weichen mit Ausnahme einer Messung nie um mehr als 40 keV vom Mittelwert ab. Die Fehler sind für die Linie zum Grundzustand am größten, bedingt durch die kürzeste Flugzeit von ca. 100 ns. Daher wurden die Linien zum Grundzustand und den beiden ersten angeregten Niveaus noch bei Einschußenergien von 4,6 und 5,7 MeV unter 50° mit 8 m Flugweg gegen nahe benachbarte Linien aus der $^{9}Be(^{3}He,n)^{11}C$-Reaktion vermessen. Die hieraus erhaltenen Q-Werte stimmen gut mit den Mittelwerten der Messungen bei 6.200 MeV überein. Tabelle 2 zeigt die Ergebnisse unserer Messungen.

Zu den Fehlern ist noch zu bemerken: Für die niederenergetischen Linien sind Unsicherheiten in der Bestimmung der Flugzeit unwesentlich; für 1 MeV Neutronen entspricht eine Abweichung von 0,1 ns/m nur 3 keV. Wichtig sind die Unsicherheiten der Dicke der Magnesium- und der Eichtargets von jeweils etwa 10 keV. Für die Messungen bei 6,2 MeV Einschußenergie wurde der Zusammenhang zwischen dem Feld im Analysiermagneten und der Energie des Strahls durch eine Messung der Schwelle der ^{16}O $(^{3}He,n)$-Reaktion zum ersten angeregten Zustand im ^{18}Ne mit genau demselben Strahl überprüft. Die Schwelle liegt bei (6,05 $\pm$ 0,01) MeV (TowM 61). Die Einschußenergie war daher auf $\pm$ 15 keV bekannt. Für die höherenergetischen Linien wurden mögliche Fehler der Laufzeitmessung durch die Eichung mit nahe benachbarten Neutronenlinien aus Eichreaktionen weitgehend ausgeschaltet. Im Prinzip spielt dann nur noch der Unterschied in der Dicke von Magnesium- und Eichtarget eine Rolle.

Tabelle 2: Q-Werte der Reaktion $^{24}Mg(^{3}He,n)^{26}Si$ zu verschiedenen Niveaus im ^{26}Si

Neutronenlinie	Q-Werte in keV		
	Diese Arbeit	McMurray et al.	Miller u. Kavanagh
n_0	+ 65±30	+ 75±30	+ 85±18
n_1	- 1730±30		1702±18
n_2	- 2725±30	- 2700±30	2718±20
n_3	- 3295±30	- 3270±30	
n_4	- 3705±30	(- 3700±25)	
		- 3810±25	
n_5	- 4090±30	- 4080±25	
n_6	- 4390±30		
n_7	- 4755±30		

Anmerkungen zur Tabelle:

1) Die n_5-Linie zeigt manchmal Anzeichen einer Mehrfachstruktur.

2) Außer diesen klar gesicherten Neutronengruppen sind bei einigen unserer Spektren noch zwei Linien bei Q-Werten von - 4,58 und - 5,07 MeV zu vermuten.

3) McMurray et al. geben an, daß der n_4-Übergang bei - 3,70 MeV bei ihnen nicht gesichert ist.

b) Winkelverteilung

Wir haben eine Winkelverteilung bei 5,07 MeV ^{3}He-Energie zwischen 0° und 135° im Laborsystem in 10° Schritten aufgenommen. Der auf das Target auftreffende Strahlstrom wurde mit einem Integrator gemessen, pro Meßpunkt wurden 4×10^{-3} Coulomb $^3He^+$-Ionen auf das Target geschossen. Die Targetdicke betrug (100 ± 10) µg/cm^2, dies entspricht 50 keV Energieverlust. Eine Flugzeitapparatur mit einem feststehenden Detektor diente als Monitor, seine Entfernung war ca. 1 m, und es wurde ein 2" dicker Szintillator verwendet. Die Zahl der im Monitor pro Meßpunkt registrierten Neutronen war so groß, daß statistische Fehler vernachlässigbar waren. Die Abweichungen der Zählrate in der n_o-Linie dieses Detektors vom Mittelwert überschritten nie 5 %.

Die Winkelverteilung wurde mit zwei schwenkbaren Detektoren in 3,35 m Entfernung vom Target aufgenommen. Um die Zählraten der beiden Detektoren aneinander anschließen zu können, haben wir bei 30°, 50°, 80° und 110° mit beiden Detektoren gemessen. Die Schwellen der drei Detektoren wurden gegen die Compton-Kanten der γ-Linien aus ^{22}Na- und ^{137}Cs-Präparaten gemessen und mehrmals überprüft. Innerhalb der Meßgenauigkeit blieben sie konstant bei 70 keV Elektronenenergie. Die Konstanz der Apparatur wurde außerdem dadurch gesichert, daß die Messung des ersten Winkelpaares 0°, 30° am Ende wiederholt wurde.

Die Zahl der Impulse in einer Linie wurde zunächst auf die genau gemessene Totzeit und die Monitorzählrate korrigiert und durch die Ansprechwahrscheinlichkeit dividiert. Diese wurde zu $A = (1 - \exp(-n_H \sigma_H x))\ (1 - E_s/E_n)$ angenommen, wobei $n_H = 4{,}86 \cdot 10^{22}$ cm^{-3} die Anzahl der Protonen im Szintillator pro Volumeneinheit, σ_H den Neutron-Proton-Streuquerschnitt, x die Szintillatordicke und E_n die Neutronenenergie bezeichnen. Die Schwellenenergie für Protonen E_s

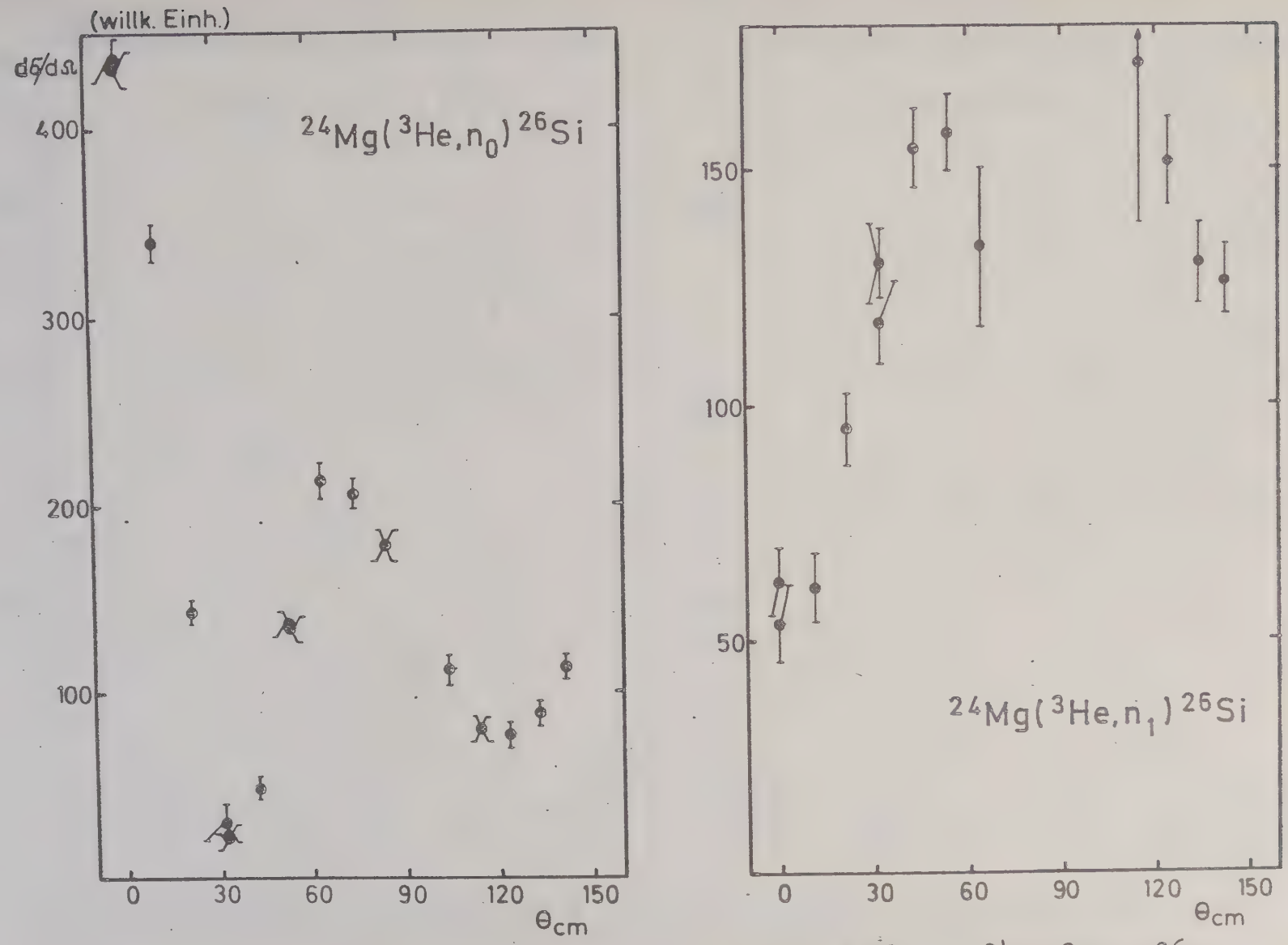

Abb. 3: Winkelverteilung der Neutronen aus der Reaktion $^{24}Mg(^{3}He,n)^{26}Si$ zum Grundzustand und ersten angeregten Zustand

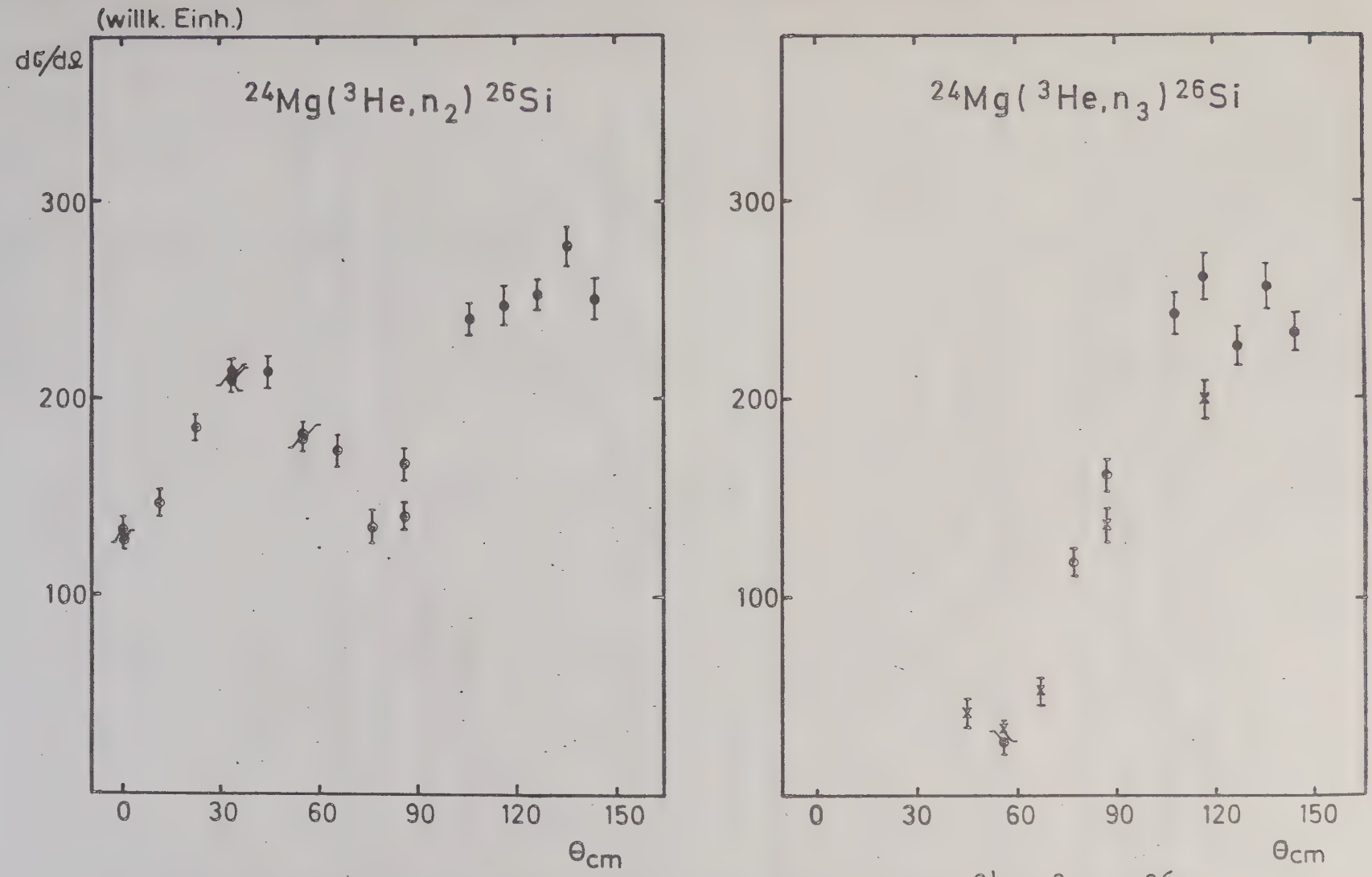

Abb. 4: Winkelverteilung der Neutronen aus der Reaktion $^{24}Mg(^{3}He,n)^{26}Si$ zum zweiten und dritten angeregten Zustand

wird aus der gemessenen Schwellenenergie für Elektronen nach der gemessenen Lichtausbeutekurve (MaiN 67) zu E_s = 500 keV berechnet. Ein Vergleich der Zählraten der beiden Detektoren für die n_o-Linie unter den gemeinsam gemessenen Winkeln ergibt innerhalb der Meßgenauigkeit konstant 20 % Unterschied, den man auf unterschiedliche Szintillatordimensionen zurückführen muß. Die Zählraten des einen Detektors wurden daher mit 1,2 multipliziert.

Nach Umrechnung in das Schwerpunktsystem erhält man die in Abb. 3 - 4 gezeigten Winkelverteilungen. Die n_1- und n_3-Linien sind unter einigen Winkeln durch Linien aus Kohlenstoff- und Sauerstoff-Verunreinigungen des Targets überdeckt; deshalb fehlen hier Meßpunkte. Die gezeigten Fehler berücksichtigen die statistischen Fehler und die Unsicherheiten der Untergrundsubtraktion. Diese dominieren für die n_o-, n_1- und n_2-Linie. Für die n_3-Linie variiert in Abhängigkeit vom Winkel die Neutronenenergie zwischen 1,5 und 0,9 MeV. So nahe der Schwelle kann die Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit einen zusätzlichen Fehler von $\pm$ 20 % bei den größten Winkeln ergeben. Für die n_4-Linie kann keine verläßliche Winkelverteilung angegeben werden. Die Meßpunkte liegen zwischen 0° und 80° bei ca. 50 Einheiten, bei größeren Winkeln ist sie durch die Sauerstofflinie überdeckt. Zwar sollte hier nicht versucht werden, den Wirkungsquerschnitt absolut zu messen, jedoch können die Einheiten bei einer Unsicherheit um einen Faktor 2 als µb/sterad aufgefaßt werden.

V Diskussion der Ergebnisse

1) Q-Werte

a) Vergleich mit anderen Messungen

Zum ersten Mal mit Sicherheit wurde der ^{26}Si-Kern 1960 von Ajzenberg-Selove und Dunning in der ^{24}Mg(^{3}He,n)-Reaktion gesehen (AjzD 60). Sie konnten den Q-Wert der Reaktion zum Grundzustand undden beiden ersten Niveaus messen. Die Ergebnisse stimmen mit unseren überein. Frick et al. maßen die Endenergie des β^{+}-Spektrums von ^{26}Si (Fri 63). Ihr Resultat entspricht einem Q-Wert von + 58 ± 13 keV.

Vor kurzem erschienen zwei weitere Arbeiten über die ^{24}Mg(^{3}He,n)^{26}Si-Reaktion (MilK 67, McMM 67)+). Ihre Ergebnisse sind in Tabelle 2 mit aufgeführt. Miller und Kavanagh (MilK 67) bestrahlten ^{24}Mg mit 11 MeV ^{3}He-Ionen und wiesen die Neutronen mit einem dicken Lithium gedrifteten Silizium-Halbleiterdetektor über die Linie aus der ^{28}Si(n,α)^{25}Al-Reaktion nach. McMurray, van der Merwe und van Heerden (McMM 67) maßen bei etwa denselben ^{3}He-Energien wie wir ebenfalls mit einem Flugzeitspektrometer etwas geringerer Auflösung.

Soweit die beiden anderen Gruppen die von uns gefundenen Linien auch erhalten, stimmen die Q-Werte überein. Die einzige Diskrepanz stellt der von McMurray et al. bei einem Q-Wert von -3,810 MeV gefundene Zustand dar. Da wir trotz besserer Auflösung in über 50 Spektren bei Einschußenergien von 4,5 bis 6,2 MeV und Winkeln zwischen 0 und 135° keine Andeutung einer solchen Linie

---

+) Die früher von McMurray et al. publizierten Q-Werte (McMM 65) sind von den Autoren inzwischen korrigiert worden.

erkennen können, halten wir es für ausgeschlossen, daß dieser Zustand existiert. Außerdem fehlt im ausgiebig untersuchten Spiegelkern ^{26}Mg ein analoger Zustand.

Da die verschiedenen angeführten Messungen des Q-Wertes der Reaktion zum Grundzustand miteinander verträglich sind, ist es sinnvoll, das gewogene Mittel zu bilden. Es ergibt sich Q = + (71 ± 6) keV. Aus diesem Wert und den von uns gemessenen Q-Werten für die angeregten Niveaus erhält man die in Tabelle 3 angegebenen Anregungsenergien der Niveaus im ^{26}Si.

Tabelle 3: Anregungsenergien der Niveaus im ^{26}Si

Niveau	Anregungsenergie (keV)
0	0
1	1800 ± 35
2	2795 ± 35
3	3365 ± 35
4	3775 ± 35
5	4160 ± 35
6	4460 ± 35
7	4825 ± 35

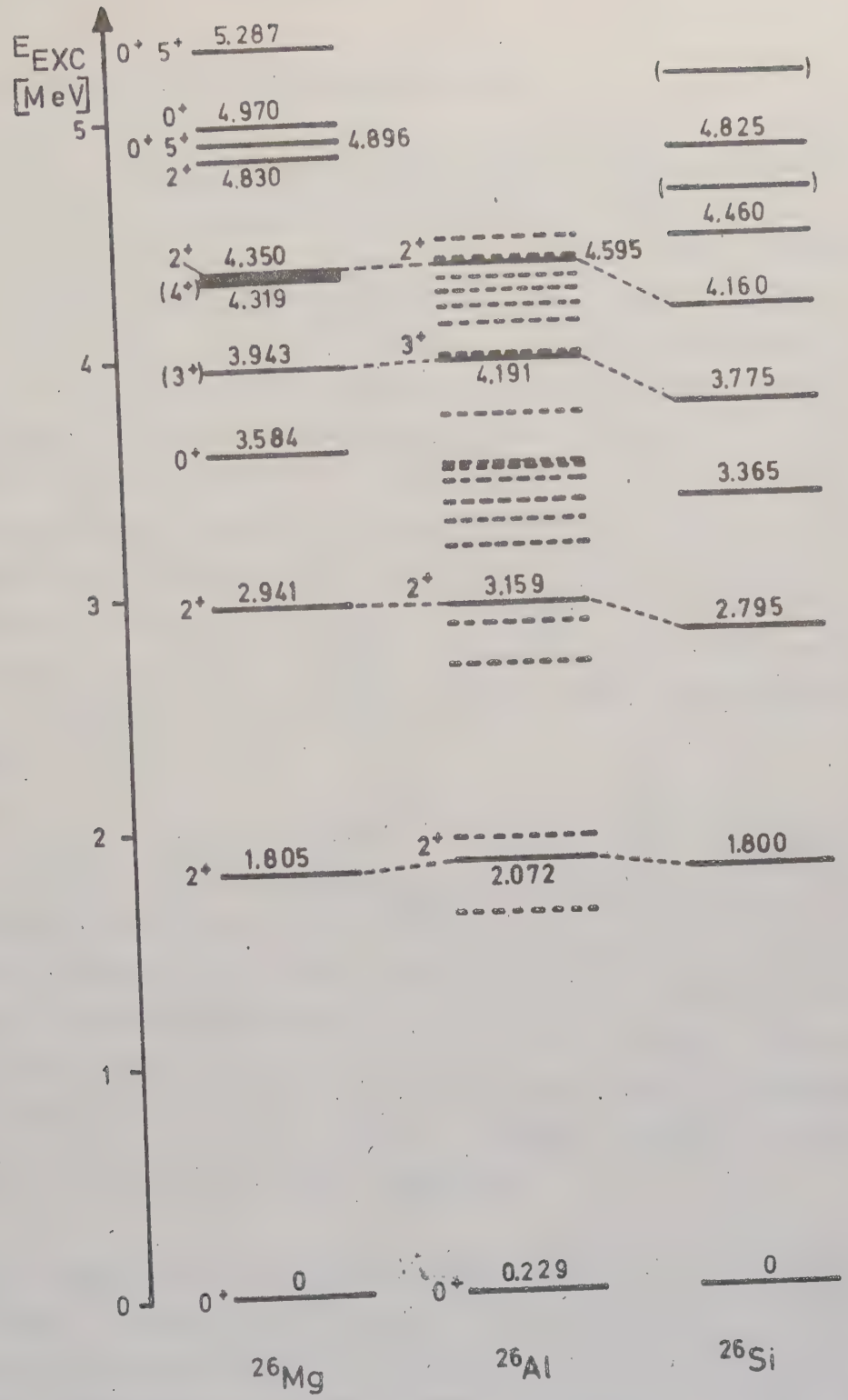

Abb. 5: Die Termschemata von ^{26}Mg, ^{26}Al, ^{26}Si
Für ^{26}Al sind nur die T = 1 zugeordneten Niveaus (———) und benachbarte T = 0 (------) Zustände eingezeichnet. E_{EXC} bezieht sich bei ^{26}Al auf den tiefsten $T = 1$ Zustand.

b) Vergleich mit den Spiegelkernen

Unter der Annahme der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte ist es sinnvoll, das Termschema des ^{26}Si mit dem des gespiegelten Kernes ^{26}Mg und den T = 1 Zuständen im ^{26}Al zu vergleichen. Diese drei Kerne bilden jetzt eine der am besten bekannten isobaren Triaden. In Abb. 5 sind die Termschemata aufgezeichnet, wobei die Energien des Grundzustandes von ^{26}Mg und ^{26}Si sowie des niedrigsten T = 1 Zustandes von ^{26}Al gleichgesetzt wurden. Falls die Coulombwechselwirkung für die einzelnen Zustände eines Nuklids gleich ist, sollten sich dann übereinstimmende Termschemata ergeben. Bei ^{26}Al sind nur die von Endt und van der Leun (EndL 62) T = 1 zugeordneten Zustände und die nahe benachbarten eingezeichnet.

Bis zum vierten angeregten Zustand ist die Zuordnung zwischen ^{26}Mg und ^{26}Si eindeutig, so daß man den ^{26}Si Zuständen die Spins 0^+, 2^+, 2^+, 0^+, $(3)^+$ zuschreiben kann. Diese Zuordnung ist auch verträglich mit den hier gemessenen Winkelverteilungen und Intensitätsverhältnissen, die allerdings nur schwache Argumente liefern. Die manchmal angedeutete Mehrfachstruktur der Linie n_5 entspricht dem Triplett im ^{26}Mg. Für die höheren Zustände (n_6, n_7) ist keine Zuordnung mehr möglich.

Beim Vergleich der Niveauschemata fällt vor allem auf, daß die Zustände im ^{26}Mg und ^{26}Al nahezu gleiche Anregungsenergie haben, während dagegen im ^{26}Si der zweite und die höher angeregten Zustände jeweils um etwa 180 keV tiefer liegen. Die Übereinstimmung zwischen ^{26}Mg und ^{26}Al könnte allerdings teilweise erzwungen sein; ein Teil der Argumente dafür, daß gerade die angegebenen Niveaus (EndL 62) im ^{26}Al Isospin T = 1 haben, stammt aus dem Vergleich mit

dem ^{26}Mg, während damals das Termschema des ^{26}Si noch unbekannt war. Die Zuordnungen werden jedoch auch durch Messungen der γ-Strahlung aus ^{25}Mg(p,γ)^{26}Al Einfangresonanzen unterstützt (EndL 62). Diese zerfallen hauptsächlich durch E1-Strahlung, für die im selbstkonjugierten ^{26}Al die Auswahlregel $\Delta T = \pm 1$ gilt. Daher ist es doch wahrscheinlich, daß die T = 1 Angaben bei Endt und van der Leun (EndL 62) stimmen. Jedenfalls soll dies für die weitere Diskussion vorausgesetzt werden.

Außerdem soll vereinfachend angenommen werden, daß sich die drei Kerne beschreiben lassen durch einen inerten ^{24}Mg "Core" und zwei äußere Nukleonen, nämlich im ^{26}Mg zwei Neutronen, im ^{26}Al ein Neutron und ein Proton und im ^{26}Si zwei Protonen. Die Energieverschiebung von ca. 180 keV zwischen den angeregten ^{26}Al- und ^{26}Si-Niveaus muß dann allein einem Unterschied der Coulombenergie zwischen den beiden Protonen im Grundzustand und in den angeregten Zuständen zugeschrieben werden; denn Änderungen des Erwartungswertes der Coulombwechselwirkung zwischen äußerem Proton und Core würden auch Unterschiede zwischen ^{26}Mg und ^{26}Al bedingen. Ein Schwelleneffekt+) kann dieses Verhalten wohl kaum erklären, da die Bindungsenergien des letzten Nukleons - in beiden Fällen ein Proton - im ^{26}Al und ^{26}Si sehr ähnlich sind, während ein großer Sprung gerade vom ^{26}Mg zum ^{26}Al auftritt. Im einzelnen sind die Ablösearbeiten für Neutronen und Protonen im ^{26}Mg, ^{26}Al und ^{26}Si S_n = 11,1; 11,3; nicht bekannt S_p = 14,1; 6,3; 5,5 MeV. Es ist bekannt, daß man zur Beschreibung der Coulombenergiedifferenz von Spiegelkernen im Grundzustand einen Paarungsterm einführen muß (ShaT 63 p. 346, Wil 64).

+) Darunter versteht man eine Niveauverschiebung, die eintritt, wenn ein Niveau energetisch in der Nähe der Schwelle für Teilchenemission liegt.

Die Coulombenergie der Kerne enthält danach ein Glied $E_{CP} = b\ Z'/2$, wobei $[Z'/2]$ die größte ganze Zahl $[Z'/2]$ und Z' die Zahl der Protonen außerhalb abgeschlossener Schalen bedeutet. De Shalit und Talmi (ShaT 63) geben für die d5/2 Unterschale b = 150 keV an, Wilkinson (Wil 64) für die gesamte s-d Schale b = 210 keV. Dies ist in recht guter Übereinstimmung mit den hier gefundenen Termlagen, da für ^{26}Mg und ^{26}Al $[Z'/2] = 2$, für ^{26}Si aber gleich 3 ist. Die Normierung der Termschemata sollte man dann sinnvoller nicht am Grundzustand, sondern an den angeregten Zuständen durchführen, da für diese eine Paarkorrelation nicht zu erwarten ist. Daß der erste angeregte Zustand in gleicher Weise wie der Grundzustand verschoben ist, erklärt sich zwanglos, wenn man ihn als Rotationszustand über dem Grundzustand interpretiert; dies wurde aus anderen Argumenten von Cujek (Cuj 64) vorgeschlagen.

Wilkinson interpretiert in seiner Arbeit diese Coulombpaarenergie als Auswirkung der durch die Kernkräfte verursachten Paarung, obwohl "der Effekt auch noch in angeregten Zuständen aufzutreten scheint, in denen das Paar vermutlich aufgebrochen ist" (Wil 66). Daher hält er es auf der Tallahassee Konferenz 1966 (Wil 66) für wahrscheinlicher, daß die Änderung der Coulombenergie zwischen Kernen mit geradem und ungeradem Z auf Unterschiede in der Bindungsenergie zurückzuführen ist, oder zumindest maßgeblich dadurch beeinflußt wird. Das Absinken der höheren Zustände des ^{26}Si gegenüber denen im ^{26}Al läßt sich jedoch selbst quantitativ recht gut durch ein Auseinanderbrechen des Paares und den damit verbundenen Verlust an Coulombenergie beschreiben, während eine Erklärung durch die Änderung der Bindungsenergie des "letzten" Protons unwahrscheinlich ist. Ähnlich klare experimentelle Daten waren

zur Zeit der Tallahassee Konferenz nicht bekannt. Auch das A = 18 (LauA 61) und A = 30 Triplett (Mic 67) zeigen ein ähnliches, wenn auch nicht so gut gesichertes und ausgeprägtes Verhalten. Für A = 42 sind nur zwei angeregte Zustände im ^{42}Ti bekannt (Mic 67). Diese zeigen keine Verschiebung. Hier ist aber wahrscheinlich die Paarbildung noch nicht aufgehoben (FedT 66). Die Bindungsenergie des Grundzustandes von ^{42}Ti ist jedoch auch kleiner, als aus der Differenz zwischen ^{42}Ca und ^{42}Sc zu erwarten ist. Dasselbe gilt für ^{34}A. Im ^{34}P ist nur der niedrigste T = 1 Zustand bekannt. Eine Verschiebung angeregter Zustände vom ^{34}S zum ^{34}A tritt jedoch nicht auf.

Eine gewisse Ausnahme im A = 26 Triplett bildet der erste angeregte 0^+-Zustand, der im ^{26}Al noch nicht identifiziert ist. Betrachtet man die überhaupt bekannten Niveaus im ^{26}Al, so ist anzunehmen, daß hier bereits ein Absinken von ^{26}Mg zum ^{26}Al auftritt. Außerdem ist für diesen Zustand mit 220 keV die Differenz zwischen ^{26}Mg und ^{26}Si am größten. Dies ist mit der Beschreibung Cujeks (Cuj 64) verträglich, wonach dieser Zustand im wesentlichen durch eine Anhebung der beiden letzten Teilchen aus der $5/2^+$ Nilsson Bahn in die $1/2^+$ Bahn charakterisiert ist. Ein Vergleich des $5/2^+$ Grundzustandes und des $1/2^+$ ersten angeregten Zustandes im ^{25}Mg mit den analogen im ^{25}Al ergibt, daß der Energieunterschied für Protonen hierbei 130 keV kleiner ist als für Neutronen, falls diese Zustände reine Einteilchen-Nilsson-Zustände sind. Allgemein könnte daher auch eine stärkere Beimischung der $1/2^+$ Zustände in den höher angeregten Niveaus den Unterschied zwischen ^{26}Al und ^{26}Si erklären. Dann muß man aber, um die Gleichheit zwischen ^{26}Mg und ^{26}Al zu verstehen, fordern, daß eine Abhängigkeit von der Bindungsenergie oder ein anderer Effekt die unterschiedlichen Einteilchenenergien gerade kompensiert.

2) Winkelverteilungen

Während die Form der Winkelverteilung der Linie zum Grundzustand des ^{26}Si typisch für eine Stripping-Reaktion mit l = 0 ist, zeigen die übrigen Winkelverteilungen, daß dort dieser Reaktionsmechanismus sicher nicht dominiert. Immerhin ist der Anstieg von 0° nach 40° für die beiden 2^+-Zustände (n_1, n_2) mit einer Beschreibung als Transferreaktion mit l = 2 verträglich, jedoch sind die Wirkungsquerschnitte unter Rückwärtswinkeln hierfür zu hoch. Innerhalb der Fehlergrenzen sind die Meßpunkte der n_1-Linie symmetrisch um 90°. Ferner zeigt auch das zwar schwache Auftreten der Linie zum $(3)^+$-Zustand, daß andere Mechanismen beitragen, da dieser Übergang für eine direkte 2-Teilchen-Transferreaktion verboten ist. Da die Einschußenergie ungefähr gleich der Höhe der Coulombbarriere, eher sogar kleiner ist, ist dieses Verhalten verständlich.

Winkelverteilungen zum Grundzustand und zum zweiten angeregten Zustand wurden auch von Ajzenberg-Selove und Dunning (AjzD 60) und McMurray et al. bei 4,9; 5,2 und 5,6 MeV ^{3}He-Energie gemessen. Sie zeigen einen ähnlichen Verlauf wie unsere. Ein Vergleich aller gemessenen Winkelverteilungen zeigt, daß eine stärkere Abhängigkeit der Form der Winkelverteilung von der Einschußenergie auftritt, als von einem direkten Prozeß zu erwarten ist.

Das klare Strippingbild des Überganges zum Grundzustand läßt folgende qualitativen Aussagen zu:
1) Der Grundzustand des ^{26}Si läßt sich recht gut durch einen unangeregten ^{24}Mg-Core und zwei äußere Teilchen beschreiben, denn nur diese Komponente der Wellenfunktion trägt zur Übergangsamplitude für einen Strippingprozeß bei.

2) Die Relativbewegung der beiden Protonen im ^{26}Si muß einen großen $^{1}S_{o}$ Anteil haben, um gut mit der ^{3}He-Wellenfunktion zu überlappen. Dies ist mit den obigen Ausführungen über die Coulombpaarenergie gut verträglich; die Argumente aus dem Vergleich der Spiegelkerne und der Winkelverteilung der (^{3}He,n)-Reaktion stützen sich gegenseitig.

Quantitative Aussagen könnten nur DWBA+)-Rechnungen erbringen. Die gemessenen Winkelverteilungen zeigen aber, daß bei der hier erreichbaren Einschußenergie die Voraussetzungen der DWBA nicht so gut erfüllt sind, als daß sich der Rechenaufwand für eine 2-Teilchen-Transferreaktion lohnen würde. Deshalb soll hier auch nicht näher auf diese Methode eingegangen werden, stattdessen sei etwa auf die Arbeit von Pühlhofer (Püh 66) oder den Vortrag von Hansen (Han 66) und die dort angeführten Zitate verwiesen.

+) Distorted Wave Born Approximation
(Siehe zum Beispiel BasD 62)

VI. Schlußbemerkungen

Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, ist es möglich, die Energien der Niveaus protonenreicher Kerne über die (^{3}He,n)-Reaktion mit guter Genauigkeit zu messen. Speziell in der s-d-Schale sind jetzt die Kerne gerader Massenzahl mit einem Überschuß von zwei Protonen bekannt und können untersucht werden. Sie gehören jeweils einer isobaren Triade an, deren zwei andere Mitglieder entweder schon gut vermessen sind oder jedenfalls über verschiedene Reaktionen studiert werden können. Aus einem Vergleich der Coulombenergien analoger Niveaus in den drei Kernen ist es möglich, Aussagen über die Struktur dieser Niveaus zu gewinnen.

In der hier behandelten Triade der Massenzahl A = 26 beispielsweise liegt es nahe, die Ergebnisse durch eine starke Paarkorrelation der beiden letzten Nukleonen im Grundzustand und ersten angeregten Niveau zu interpretieren, während diese Korrelation in den höher angeregten Zuständen aufgehoben ist. Da die Coulombenergie, sofern Wellenfunktionen bekannt sind, exakt berechnet werden kann, ermöglichen die gemessenen Energien eine saubere Prüfung von Wellenfunktionen, die aus Modellrechnungen erhalten wurden.

Literaturverzeichnis

(AjzD 60) F. Ajzenberg-Selove, K. L. Dunning, Phys. Rev. 119 (1960) 1681

(BasD 62) Bassel, Drisho und Satchler ORNL - 3240

(Con 67) R. Conrad Nucl. Instr. Meth. 48 (1967) 229

(Cuj 64) Bibijana Cujec Phys. Rev. 136 (1964) 1305

(EndL 62) P. M. Endt, C. van der Leun Nucl. Phys. 34 (1962) 1

(FedT 66) P. Federman, I. Talmi Phys. Lett 22 (1966) 469

(Fri 63) G. Frick et al. Phys. Rev. 132 (1963) 2169

(Gle 63) N. K. Glendenning Ann. Rev. of Nucl. Sci. 13 (1963) 191

(Gle 65) N. K. Glendenning Phys. Rev. 137 (1965) B 102

(Hag 67) M. Hagen Diplomarbeit, Berlin 1967

(Han 66) O. Hansen
On the specificity of two nucleon transfer reactions, in:
Recent Progress in Nuclear Physics with Tandems, Conference Report
ed. by W. Hering, Heidelberg 1966

(LauA 61) T. Lauritzen and F. Ajzenberg-Selove
Nucl. Data Sheets 1961, Sets 5 and 6

(MaiN 67) K. H. Maier, J. Nitschke
Nucl. Instr. Meth. eingereicht

(McMM 65) W. R. McMurray, P. van der Merwe, I. J. van Heerden
Phys. Lett. 18 (1965) 319

(McMM 67) W. R. McMurray, P. van der Merwe, I. J. van Heerden
Nucl. Phys. A 92 (1967) 401

(Mic 67) R. Michaelsen
Diplomarbeit, Berlin 1967

(MilK 67) Richard G. Miller, R. W. Kavanagh
Nucl. Phys. A 94 (1967) 261

(Mob 63) R. C. Mobley
Rev. Sci. Instr. 34 (1963) 256

(Püh 66) F. Pühlhofer
Dissertation, Heidelberg 1966

(Rös 65) G. Röschert
Diplomarbeit, Berlin 1965

(ShaT 63) de-Shalit and Talmi
Nuclear Shell Theory
Academic Press, New York and
London 1963

(TowM 61) J. H. Towle, B. E. F. Macefield
Proc. Phys. Soc. 77 (1961) 399

(Wil 64) D. H. Wilkinson
Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 571

(Wil 66) D. H. Wilkinson
The Isobaric Mass Formula and Coulomb
Energies in the 1p-Shell, in:
Isobaric Spin in Nuclear Physics,
Conference Report ed. by
J. D. Fox and D. Robson
New York and London 1966

Diese Arbeit wurde am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin ausgeführt. Ganz besonders danke ich Herrn Professor Lindenberger für sein reges Interesse und die Förderung dieser Arbeit sowie die angenehmen und großzügigen Arbeitsbedingungen im Institut.

Herrn Hagen und Herrn Michaelsen danke ich für die Mithilfe bei den Messungen und Auswertungen.

Herrn Renner und seinen Mitarbeitern ist es zu verdanken, daß der Beschleuniger alle experimentellen Anforderungen erfüllte. Die Abteilung Elektronik des Hahn-Meitner-Instituts leistete wertvolle Hilfe beim Aufbau der Flugzeitapparatur, speziell entwickelten Herr Conrad, Herr Friese und Herr Lauch die Meßelektronik. Der Sektor Mathematik stellte großzügig Rechenzeit für die Auswertung der Messungen zur Verfügung. Ihnen allen bin ich zu Dank verpflichtet.

Das Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung stellte Mittel zur Durchführung der Experimente zur Verfügung.

L e b e n s l a u f

Am 3. 6. 1938 wurde ich als Sohn des Lehrers Karl Maier in Heidelberg geboren. Von Herbst 1944 bis Spätjahr 1947 besuchte ich verschiedene Volksschulen und anschließend bis zum Abitur im Frühjahr 1956 das humanistische Karl-Friedrich-Gymnasium in Mannheim. Mein Physikstudium begann im Sommer 1956 in Heidelberg, es folgten zwei Semester an der Freien Universität Berlin und weitere drei in Heidelberg bis zum Vordiplom im Februar 1959. Im Herst 1959 trat ich in das 1. Physikalische Institut unter Herrn Professor Kopfermann ein. Meine Diplomarbeit am Betatron befaßte sich mit der Messung des Protonenspektrums aus dem Kernphotoeffekt am ^{14}N. Nach dem Diplomexamen im November 1962 folgte ich Herrn Professor Lindenberger an den Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin, an dem ich seit Januar 1963 Assistent bin. Im Sommer 1963 heiratete ich und habe zwei Kinder. Meine Tätigkeit am Hahn-Meitner-Institut galt dem Aufbau des Sektors und der eigenen Dissertation.